

**Санкт-Петербургский политехнический университет  
Петра Великого  
Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций**

На правах рукописи

**Махов Иван Сергеевич**

**Примесная люминесценция терагерцового диапазона в квантовых ямах  
GaAs/AlGaAs при межзонном оптическом возбуждении**

Направление подготовки 03.06.01 - Физика и астрономия

---

Направленность 03.06.01\_07 - Физика полупроводников

---

**НАУЧНЫЙ ДОКЛАД**

об основных результатах научно-квалификационной работы (диссертации)

Автор работы: Махов Иван Сергеевич

Научный руководитель: профессор,  
д.ф.-м.н., Фирсов Дмитрий  
Анатольевич

Санкт Петербург – 2019

Научно-квалификационная работа выполнена на кафедре физики полупроводников и наноэлектроники Института физики, нанотехнологий и телекоммуникаций федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

Заведующий кафедрой ФПиНЭ

**Фирсов Дмитрий Анатольевич**  
доктор физико-математических наук, профессор

Научный руководитель:

**Фирсов Дмитрий Анатольевич**  
доктор физико-математических наук, профессор

Рецензент:

**Трифонов Артур Валерьевич**  
кандидат физико-математических наук,  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»,  
Лаборатория оптики спина имени Уральцева, старший научный сотрудник

С научным докладом можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» и на сайте Электронной библиотеки СПбПУ по адресу: <http://elib.spbstu.ru>.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность работы

Под терагерцовым излучением, также именуемым дальним инфракрасным, подразумевается электромагнитное излучение, лежащее в диапазоне длин волн 30 мкм - 1 мм (0.3 - 10 ТГц). Интерес к излучению терагерцового диапазона определяется рядом особенностей, которые делают его перспективным для применения в науке и технике [1-3]. Одним из характерных свойств терагерцового излучения является его высокая проникающая способность для сухих неметаллических объектов, что делает перспективным его применение в области неразрушающего контроля, а также в системах безопасности. В терагерцовом диапазоне частот многие молекулы имеют характерные полосы поглощения, связанные с дипольно-разрешенными вращательными и колебательными переходами, что может позволить не только выявить форму объектов, но и различить их химический состав. Кроме того, ввиду малости энергии терагерцовых фотонов, излучение терагерцового диапазона не является ионизирующим, в отличие, например, от рентгеновского, используемого в медицинской диагностике, что делает его более безопасным для живых организмов. Тем не менее, несмотря на обширные области возможного применения терагерцового излучения, его использование ограничено ввиду отсутствия подходящих компактных и эффективных источников излучения, работающих в терагерцовой части спектра.

Что касается терагерцовых источников, то, наверное, наиболее эффективным и компактным является терагерцовый квантово-каскадный лазер, принцип действия которого основан на межподзонных переходах электронов при их вертикальном транспорте в наноструктурах с туннельно-связанными квантовыми ямами [4]. Однако максимальная рабочая температура классических терагерцовых квантово-каскадных лазеров до сих пор является криогенной и не превышает 199.5 К для импульсного [5] и 129 К для непрерывного [6] режимов генерации. Комнатная рабочая температура реализована только в терагерцовых квантово-каскадных лазерах, в основе которых лежит принцип разностной частотной генерации [7], а основные трудности таких лазеров связаны с эффективностью вывода излучения и с выполнением условий фазового синхронизма. Важным фактором, ограничивающим широкое применение квантово-каскадных лазеров, является то, что терагерцовые квантово-каскадные лазеры до сих пор остаются крайне сложными устройствами с точки зрения технологии их изготовления, поэтому задача поиска и разработки альтернативных механизмов генерации терагерцового излучения в настоящее время является актуальной.

Один из перспективных методов получения терагерцового излучения основан на оптических переходах неравновесных носителей заряда при их релаксации через состояния мелких примесных центров в полупроводниках

после оптического или электрического возбуждения. Такие терагерцовые примесные оптические переходы носителей заряда уже наблюдались в спектрах низкотемпературной люминесценции объемных полупроводников (см., например, [8]) и наноструктур с квантовыми ямами [9] при пробое мелких примесей электрическим полем, а также при внутризонном (см., например, [10]) и межзонном (см., например, [11]) оптическом возбуждении объемных полупроводников. Кроме того, в условиях внутризонного фотовозбуждения удалось добиться даже лазерной генерации на внутризонных переходах в кремнии в терагерцовом диапазоне частот [10].

До настоящего времени не сообщалось о наблюдении примесной терагерцовой люминесценции в условиях межзонного фотовозбуждения неравновесных носителей заряда в наноструктурах с легированными квантовыми ямами. При этом помещение примесного центра в квантовую яму открывает возможности для управления энергетическим спектром примесных состояний за счет эффекта размерного квантования путем изменения параметров легированных квантовых ям, а следовательно, и для управления частотой примесной терагерцовой люминесценции, что также определяет актуальность настоящей работы.

### Цель и задачи исследования

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование излучательных свойств наноструктур с легированными квантовыми ямами в терагерцовом диапазоне частот при межзонном оптическом возбуждении неравновесных носителей заряда.

Чтобы определить задачи работы, требуется сначала рассмотреть механизм низкотемпературной примесной терагерцовой люминесценции при межзонной оптической накачке квантовых ям. Для определенности рассмотрим его для квантовых ям, легированных донорной примесью. Схема, поясняющая оптические переходы носителей заряда в квантовых ямах при межзонном фотовозбуждении неравновесных носителей заряда представлена на рисунке 1. Межзонная оптическая накачка приводит к генерации неравновесных электронов и дырок преимущественно в барьерах (этот оптический переход показан зеленой стрелкой " $\hbar\omega_{\text{накачка}}$ " на рисунке 1), откуда они, термализуясь, захватываются на основные уровни размерного квантования в квантовую яму. Далее электрон из нейтрального, вследствие низкой температуры кристаллической решетки, донорного центра может рекомбинировать с неравновесной дыркой из первой дырочной подзоны. Такая рекомбинация может протекать излучательно с испусканием квантов излучения ближнего инфракрасного диапазона (этот оптический переход показан зеленой стрелкой " $\hbar\omega_{\text{БИК}}$ " на рисунке 1), а на ионизированный в результате такой рекомбинации донор может захватиться неравновесный электрон из первой электронной подзоны, испустив квант терагерцового излучения (этот оптический переход показан зеленой стрелкой " $\hbar\omega_{\text{ТГц}}$ " на рисунке 1).

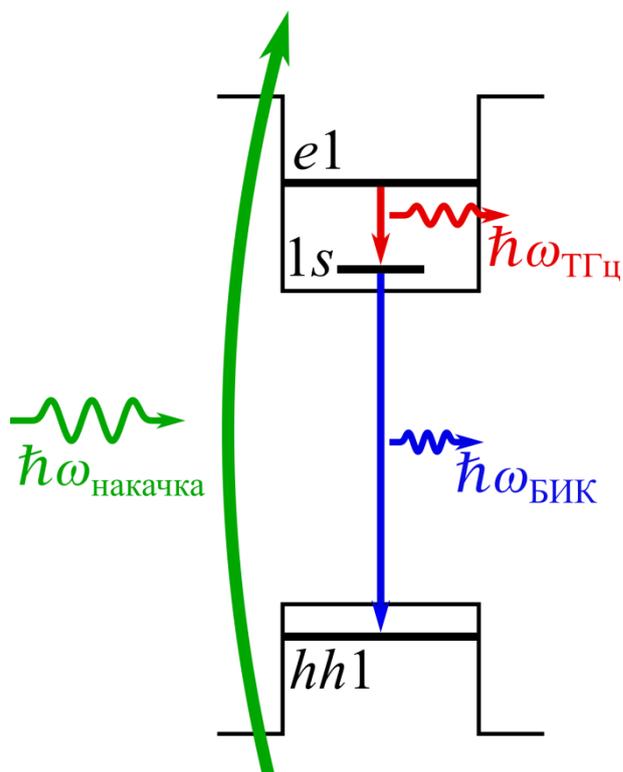


Рисунок 1. Схема оптических переходов носителей заряда в легированных квантовых ямах при межзонном фотовозбуждении.

основного донорного состояния можно достичь путем организации вынужденных оптических переходов электронов и дырок между основным донорным состоянием и первой подзоной размерного квантования тяжелых дырок. Вторым возможным подходом является компенсация донорной примеси в квантовой яме акцепторной. Компенсация доноров акцепторами приведет к тому, что возникнет дополнительный канал рекомбинации для электронов с основного донорного состояния за счет рекомбинации типа "донор-акцептор". Донорные состояния также будут изначально пустыми, так как в равновесии электроны с них перейдут на акцепторы, что также должно увеличить интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции по сравнению с квантовыми ямами, легированными только донорной примесью.

В соответствии вышесказанным задачами работы являются:

1. Рассчитать энергетический спектр электронов и дырок в квантовых ямах GaAs/AlGaAs различной ширины. Основываясь на литературных источниках, определить энергию связи донорной примеси в исследуемых квантовых ямах GaAs/AlGaAs различной ширины.

2. Исследовать спектральные зависимости интенсивности терагерцовой и ближней инфракрасной фотолюминесценции в наноструктурах с легированными донорами квантовыми ямами GaAs/AlGaAs различной ширины при различных температурах кристаллической решетки в условиях межзонного оптического возбуждения.

Как следует из механизма примесной терагерцовой фотолюминесценции в квантовых ямах (см. рисунок 1 и обсуждение к нему), интенсивность такой примесной терагерцовой фотолюминесценции, в значительной степени, зависит от заселенности основных донорных состояний, являющихся конечными для терагерцовых переходов электронов. Опустошение этих состояний осуществляется за счет спонтанной рекомбинации с неравновесными дырками. Представляется возможным увеличить интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции в квантовых ямах за счет увеличения скорости опустошения основного донорного состояния. Во-первых, увеличения скорости опустошения

3. Сравнить полученные экспериментальные данные по исследованию спектров фотолюминесценции терагерцового и ближнего инфракрасного диапазонов с результатами расчета энергетического спектра электронных и дырочных состояний в квантовых ямах, а также с энергией связи доноров в квантовых ямах. Определить основные оптические переходы, дающие вклад в спектры ближнего инфракрасного и терагерцового излучения при различных температурах кристаллической решетки.

4. Исследовать спектральные зависимости интенсивности фотолюминесценции ближнего инфракрасного и терагерцового диапазонов в наноструктурах с квантовыми ямами, легированными как донорной, так и донорной и акцепторной примесью при различных температурах кристаллической решетки в условиях межзонного оптического возбуждения. Определить влияние компенсации доноров акцепторами в квантовых ямах на интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции.

5. Исследовать спектральные зависимости интенсивности фотолюминесценции ближнего инфракрасного диапазона в лазерных наноструктурах с легированными донорами квантовыми ямами с волноводом для ближнего инфракрасного излучения при различных интенсивностях межзонного оптического возбуждения. Определить пороговую мощность для возникновения лазерной генерации ближнего инфракрасного излучения в образце.

6. Исследовать спектральные зависимости интенсивности терагерцовой фотолюминесценции в лазерных наноструктурах с легированными донорами квантовыми ямами с волноводом для ближнего инфракрасного излучения при различных интенсивностях межзонного оптического возбуждения. Определить влияние стимулированного ближнего инфракрасного излучения на спектры и интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции в квантовых ямах.

### **Научная новизна, теоретическая и практическая значимость**

Научная новизна настоящей работы заключается в том, что в ней впервые проведены исследования терагерцовой фотолюминесценции, связанной с оптическими переходами неравновесных электронов с участием состояний мелких доноров в наноструктурах с легированными GaAs/AlGaAs квантовыми ямами различной ширины при межзонном оптическом возбуждении неравновесных носителей заряда. Анализ полученных результатов позволил определить оптические переходы неравновесных электронов, дающие основной вклад в спектры терагерцовой фотолюминесценции в наноструктурах с квантовыми ямами различной ширины. Продемонстрирован сдвиг полосы примесной терагерцовой фотолюминесценции при изменении ширины легированной квантовой ямы, связанный с изменением энергетического спектра доноров вследствие эффекта размерного квантования. Предложены механизмы увеличения интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции при межзонной оптической

накачке легированных квантовых ям. Полученные результаты могут быть использованы для разработки источников терагерцового излучения на основе квантовых ям, легированных мелкими примесными центрами, с межзонной оптической накачкой.

### **Апробация работы**

Результаты настоящей работы были доложены на международном симпозиуме "Semiconductor sources and detectors of THz frequencies" (Монпелье, Франция, 2013); 15, 19 и 20 Всероссийских молодежных конференциях по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2013, 2017, 2018); 22 и 25 Международных симпозиумах "Nanostructures: Physics and Technology" (Санкт-Петербург, 2014, 2017); XVIII, XXII и XXIII Международных симпозиумах "Нанозифика и наноэлектроника" (Нижний Новгород, 2014, 2018, 2019); 1 Международной школе и конференции по оптоэлектронике, фотонике, проектированию и наноструктурам Saint-Petersburg OPEN (Санкт-Петербург, 2014); 43, 44, 46 и 47 Научно-практических конференциях с международным участием Неделя Науки СПбПУ (Санкт-Петербург, 2014, 2015, 2017, 2018); 41 и 43 Международных конференциях "Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz)" (Копенгаген, Дания, 2016; Нагоя, Япония, 2018); 13 Всероссийской конференции по физике полупроводников (Екатеринбург, 2017).

Результаты проведенных исследований также были доложены на научном семинаре в лаборатории оптики спина им. И.Н. Уральцева СПбГУ (2019).

### **Публикации**

Основные полученные результаты настоящей работы опубликованы в 5 научных статьях, список которых приведен в конце научного доклада.

### **Представление научного доклада: основные положения**

1. Межзонная оптическая накачка квантовых ям GaAs/AlGaAs, легированных донорной примесью, при температуре кристаллической решетки близкой к температуре жидкого гелия, приводит к спонтанной эмиссии терагерцового излучения, связанного с оптическими переходами неравновесных электронов из первой электронной подзоны и возбужденного донорного состояния в основное состояние доноров в квантовых ямах.

2. Вынужденные оптические электронно-дырочные переходы между основным состоянием донорной примеси кремния и первой подзоной тяжелых дырок в квантовой яме GaAs/AlGaAs приводят к увеличению скорости роста интенсивности терагерцовой фотолюминесценции, связанной с внутрицентровыми оптическими переходами неравновесных электронов из возбужденного в основное донорное состояние в квантовой яме, с ростом

мощности межзонного фотовозбуждения, а вынужденные оптические электронно-дырочные переходы между возбужденными состояниями донорной примеси кремния и первой подзоной тяжелых дырок в квантовых ямах GaAs/AlGaAs приводят к спаду скорости роста интенсивности терагерцовой фотолюминесценции, связанной с оптическими переходами неравновесных электронов из первой электронной подзоны в основное донорное состояние в квантовой яме, с ростом мощности межзонного фотовозбуждения.

3. Компенсация доноров акцепторами в квантовых ямах GaAs/AlGaAs приводит к возрастанию интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции, связанной с оптическими переходами неравновесных электронов из первой электронной подзоны и возбужденного донорного состояния в основное донорное состояние в квантовой яме при межзонном оптическом возбуждении.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

### Объекты и методы исследования

Первоначальные исследования фотолюминесценции терагерцового и ближнего инфракрасного диапазонов были выполнены на полупроводниковых наноструктурах с множественными легированными квантовыми ямами шириной 30 нм и 16.1 нм, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке из полуизолирующего GaAs. Квантовые ямы в наноструктурах были образованы слоями GaAs и разделены туннельно-непрозрачными барьерами  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Легирование квантовых ям осуществлялось в узкую центральную область квантовых ям кремнием с поверхностной концентрацией  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

Исследования влияния стимулированного ближнего инфракрасного излучения на спектры и интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции были выполнены на наноструктурах, содержащих 10 квантовых ям GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  шириной 7.6 нм, легированных кремнием с поверхностной концентрацией  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , и заключенных в симметричный градиентный волновод для ближнего инфракрасного излучения.

Исследования влияния компенсации доноров акцепторами на интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции были выполнены на наноструктурах, содержащих 50 квантовых ям GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  шириной 7.6 нм, легированных кремнием или кремнием и бериллием с одинаковой поверхностной концентрацией  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

В экспериментах образцы размещались на медном держателе в оптическом криостате замкнутого цикла, позволяющем достичь гелиевых температур на образце. Оптическая накачка производилась твердотельным лазером с диодной накачкой (длина волны излучения 532 нм), работающем в непрерывном или импульсном режимах генерации.

Измерение спектров терагерцовой фотолюминесценции осуществлялось с помощью вакуумного инфракрасного фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. В качестве светоделиителя использовался многослойный лавсан (Mylar), а детектирование терагерцового излучения образца осуществлялось кремниевым болометром, охлаждаемым жидким гелием. Для измерения сигнала фотоответа детектора использовался фазочувствительный усилитель lock-in SR-830.

Спектры фотолюминесценции ближнего инфракрасного диапазона измерялись на решеточном монохроматоре Horiba Jobin Yvon FHR-640 с голографической дифракционной решеткой, содержащей 1200 штр./мм, и охлаждаемой жидким азотом кремниевой ПЗС-матрицей, выступавшей в качестве детектора.

Обработка полученных в экспериментах результатов проводилась в программных пакетах OPUS и Origin.

## Результаты и их обсуждение

### 1. Примесная терагерцовая фотолюминесценция в квантовых ямах GaAs/AlGaAs различной ширины.

Для первых исследований терагерцовой фотолюминесценции при межзонной оптическом возбуждении была использована наноструктура с 50 квантовыми ямами GaAs/AlGaAs шириной 30 нм, легированными донорной примесью кремния с поверхностной концентрацией  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Спектр терагерцовой фотолюминесценции образца, измеренный при температуре кристаллической решетки  $T = 4.5 \text{ К}$ , представлен на рисунке 2. В нем наблюдаются две полосы излучения с максимумами интенсивности

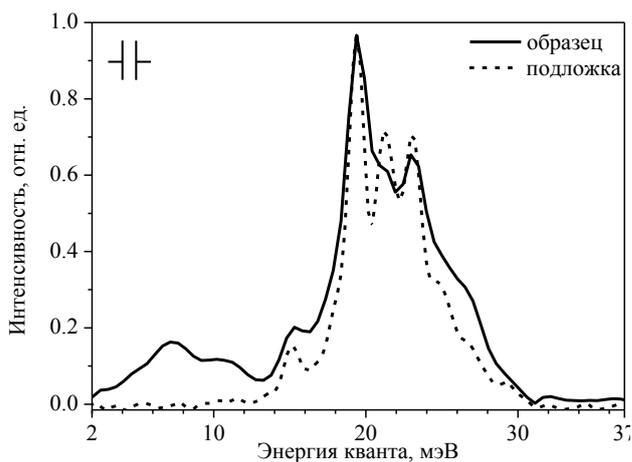


Рисунок 2. Спектры терагерцовой фотолюминесценции структуры с квантовыми ямами шириной 30 нм (сплошная кривая) и полуизолирующей подложки GaAs (пунктирная кривая), измеренные при  $T = 4.5 \text{ К}$ . Средняя мощность накачки 8 мВт.

с максимумами интенсивности вблизи энергий кванта 8 и 20 мэВ. Для сравнения на рисунке 2 также представлен спектр терагерцового излучения полуизолирующей подложки GaAs, не содержащей эпитаксиальных слоев. Можно заметить, что полоса терагерцового излучения вблизи энергии кванта 20 мэВ присутствует как в спектре фотолюминесценции наноструктуры с квантовыми ямами, так и в подложке арсенида галлия. В связи с этим полоса терагерцового излучения вблизи энергии кванта не может быть связана с наличием низкоразмерных слоев в

наноструктуре. Наиболее вероятной причиной возникновения данной полосы излучения являются оптические переходы неравновесных носителей заряда через состояния неконтролируемой акцепторной примеси, возникающей в процессе роста GaAs как методом Чохральского [11], так и методом молекулярно-пучковой эпитаксии [12]. Одной из таких неконтролируемых акцепторных примесей является углерод, энергия связи которого составляет величину примерно 20 мэВ [13].

Полоса излучения с максимумом интенсивности вблизи энергии кванта 8 мэВ, присутствующая только в спектре излучения наноструктуры (см. рисунок 2), может быть вызвана наличием мелких донорных примесных центров в квантовых ямах. Спектральная зависимость интенсивности терагерцовой фотолюминесценции в диапазоне энергий кванта 2 - 14 мэВ была исследована более подробно. Полученный спектр излучения при температуре кристаллической решетки  $T = 4.5$  К представлен на рисунке 3.

В соответствии с расчетом энергетического спектра донорных примесных состояний для исследуемых квантовых ям, выполненным в работе [9], наблюдаемая на рисунке 3 широкая полоса терагерцовой фотолюминесценции может быть связана как с внутрицентровыми переходами неравновесных электронов из возбужденного донорного состояния  $2p_{x,y}$  в основное состояние доноров  $1s$ , так и с оптическими переходами неравновесных электронов из первой подзоны размерного квантования для электронов  $e1$  в основное донорное состояние  $1s$  в квантовых ямах. Спектральные положения расчетных значений энергий кванта для этих оптических переходов показаны стрелками на рисунке 3.

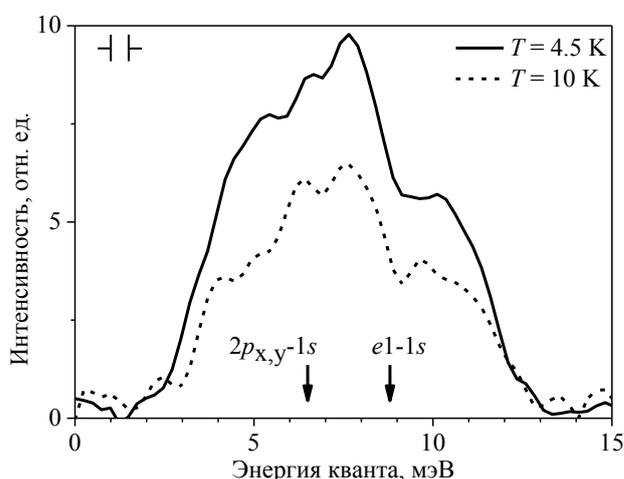


Рисунок 3. Спектры терагерцовой фотолюминесценции квантовых ям GaAs/AlGaAs шириной 30 нм при различных температурах кристаллической решетки.

$2p_{x,y}$  и первую электронную подзону  $e1$  в квантовых ямах.

Наблюдаемая значительная ширина спектра терагерцовой фотолюминесценции может быть объяснена относительно высоким уровнем

Кроме того, спектральное положение полосы терагерцовой люминесценции, представленной на рисунке 3, хорошо согласуется с результатами исследования примесной фотопроводимости в терагерцовом диапазоне частот, представленными в работе [9] для аналогичных квантовых ям. В этом спектре также наблюдалась широкая полоса фототока с максимумом интенсивности вблизи энергии кванта 8 мэВ, которая связывалась авторами работы [9] с оптическими переходами электронов из основного донорного состояния  $1s$  в возбужденное донорное состояние

легирования квантовых ям. Отметим, что достаточно узкие линии примесной терагерцовой люминесценции наблюдаются при концентрациях примесей значительно меньших, чем в нашем случае [14].

Увеличение температуры кристаллической решетки приводит к спаду интенсивности терагерцовой фотолюминесценции, связанной как с оптическими электронными переходами  $e1-1s$ , так и с внутрицентровыми  $2p_{x,y}-1s$  (см. рисунок 3). Наблюдаемый спад интенсивности излучения, вероятно, связан с уменьшением вероятности излучательного захвата носителей заряда на ионизованный донор с ростом температуры решетки [15]. Подобное поведение интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции уже наблюдалось ранее для случая легированных объемных полупроводников [16].

В соответствии с механизмом примесной терагерцовой фотолюминесценции в квантовых ямах оптические переходы носителей заряда между основным донорным состоянием и первой дырочной подзоной должны проявляться в спектрах низкотемпературной ближней инфракрасной фотолюминесценции. Спектр низкотемпературной фотолюминесценции ближнего инфракрасного диапазона наноструктуры с квантовыми ямами шириной 30 нм представлен на рисунке 4. Межзонные оптические переходы, вызванные излучательной рекомбинацией неравновесных электронов из первой электронной подзоны  $e1$  и дырок из первой дырочной подзоны  $hh1$  в квантовых ямах, не проявляются в спектре ближней инфракрасной люминесценции ввиду влияния эффектов, связанных с образованием экситонов при низких температурах кристаллической решетки. Расчетное значение энергии кванта, соответствующей межзонному переходу  $e1-hh1$ , отмечено стрелкой  $e1-hh1$  на рисунке 4.

Особенности в спектре ближней инфракрасной фотолюминесценции, отмеченные на рисунке 4 стрелками  $Xe1-hh1$  и  $Si-X$ , связаны с излучательной рекомбинацией свободных и связанных на донорной примеси экситонов,

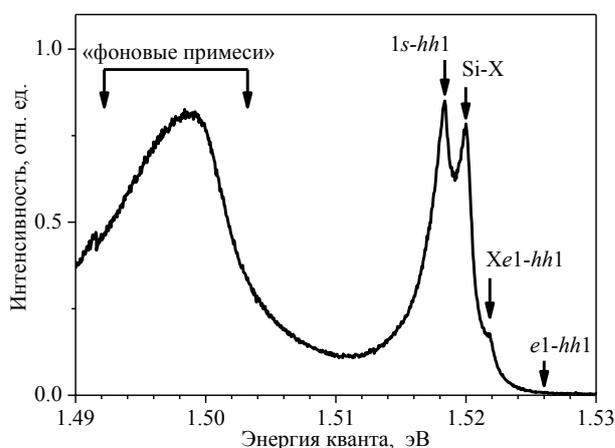


Рисунок 4. Спектр фотолюминесценции ближнего инфракрасного диапазона квантовых ям шириной 30 нм при температуре  $T = 4.5$  К.

соответственно. Энергия связи свободного экситона в изучаемых широких квантовых ямах не должна существенно отличаться от своего значения для случая объемного GaAs [17], которое составляет величину около 4.2 мэВ [18]. Спектральное положение пика излучения  $Si-X$  на рисунке 4 также хорошо согласуется с литературными данными [19].

Кроме того, в спектре ближней инфракрасной люминесценции наноструктуры присутствует пик излучения, отстоящий от расчетного

значения межзонного перехода  $e1-hh1$  примерно на 8 мэВ, что позволяет связать его с излучательной рекомбинацией электронов из основного донорного состояния  $1s$  в квантовой яме и дырок из первой подзоны размерного квантования тяжелых дырок  $hh1$ . Этот пик излучения отмечен стрелкой  $1s-hh1$  на рисунке 4.

Широкая полоса ближней инфракрасной люминесценции отмеченная скобкой "фоновые примеси" на рисунке 4 связана с излучательной рекомбинацией неравновесных носителей заряда через состояния неконтролируемой акцепторной примеси, влияние которой также проявляется в спектрах терагерцовой фотолюминесценции, представленных на рисунке 2 и обсуждаемых ранее.

Как уже упоминалось выше, наноструктуры с квантовыми ямами открывают возможности для управления энергетическим спектром мелких примесей за счет эффекта размерного квантования. Таким образом, изменение ширины легированной квантовой ямы должно привести к изменению энергии связи мелкого примесного центра [20]. В спектрах фотолюминесценции терагерцового диапазона изменение энергии связи примесного центра должно проявиться в виде смещения полосы излучения, связанной с примесными переходами носителей заряда.

Спектр фотолюминесценции терагерцового диапазона, измеренный для наноструктуры с легированными квантовыми ямами шириной 16.1 нм, представлен на рисунке 5. Отметим, что уровень легирования этих структур аналогичен уровню легирования в наноструктуре с квантовыми ямами шириной 30 нм. Полоса излучения с максимумом интенсивности вблизи энергии кванта 22 мэВ, вероятно, вызвана наличием фоновых акцепторных примесей в слоях наноструктуры. Напомним, что аналогичная полоса терагерцового излучения наблюдается и для наноструктуры с квантовыми ямами шириной 30 нм (см. рисунок 2), а ее природа более подробно обсуждалась выше.

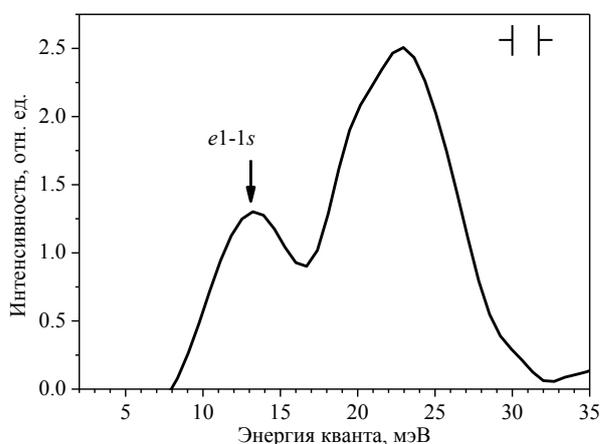


Рисунок 5. Спектр терагерцовой фотолюминесценции квантовых ям шириной 16.1 нм при температуре  $T = 4.5$  К.

Вторая полоса излучения с максимумом интенсивности вблизи энергии кванта 12 мэВ связывается с интересующими нас оптическими переходами неравновесных фотовозбужденных электронов из первой электронной подзоны  $e1$  в основное состояние донорной примеси  $1s$  в квантовых ямах. Эта полоса излучения отмечена стрелкой  $e1-1s$  на рисунке 5. Спектральное положение данной полосы терагерцового излучения хорошо согласуется с результатами расчета

энергии связи мелкого донора для квантовых ям шириной 16.1 нм, которая составляет величину примерно 10 мэВ [20].

Как можно видеть из сравнения спектров примесной терагерцовой фотолюминесценции квантовых ям различной ширины (см. рисунки 3 и 5), сужение ямы действительно привело к возрастанию энергии связи донорной примеси и соответствующему сдвигу полосы излучения, связанной с оптическими переходами неравновесных электронов с участием донорных примесных состояний, в коротковолновую область.

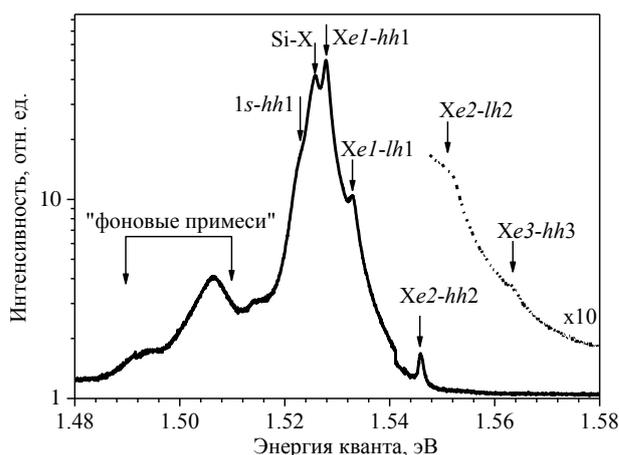


Рисунок 6. Спектры фотолюминесценции ближнего инфракрасного диапазона квантовых ям шириной 16.1 нм при температуре  $T = 4.5$  К. Пунктирная кривая увеличена по интенсивности в 10 раз.

на рисунке 6), а также полоса излучательной рекомбинации неравновесных электронов и дырок через основное донорное состояние  $1s$  в квантовой яме (отмечено стрелкой  $1s-hh1$  на рисунке 6), которая приводит к опустошению основного донорного состояния  $1s$ , участвующего в терагерцовых переходах неравновесных электронов. Кроме того, в спектре ближней инфракрасной фотолюминесценции наблюдаются полосы излучательной электрон-дырочной рекомбинации через состояния фоновых акцепторных примесей (отмечена скобой "фооновые примеси" на рисунке 6). Отметим, что аналогичная полоса ближнего инфракрасного излучения наблюдается и для образца с квантовыми ямами шириной 30 нм.

## 2. Влияние компенсации доноров акцепторами на интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции в квантовых ямах GaAs/AlGaAs.

Как уже было отмечено ранее, интенсивность терагерцовой фотолюминесценции, вызванной оптическими переходами неравновесных электронов с участием состояний мелких доноров в квантовых ямах при межзонном оптическом возбуждении, определяется, в частности, заселенностью основного донорного состояния, которое является конечным для терагерцовых переходов электронов. Добиться увеличения

В соответствующем спектре ближней инфракрасной фотолюминесценции наноструктуры с легированными квантовыми ямами шириной 16.1 нм, представленном на рисунке 6, наблюдаются полосы излучательной рекомбинации свободных тяжелых и легких экситонов, связанных с нижними и возбужденными подзонами размерного квантования (отмечены стрелками  $Xe1-hh1$ ,  $Xe1-lh1$ ,  $Xe2-hh2$ ,  $Xe2-lh2$ ,  $Xe3-hh3$  на рисунке 6), экситонов, связанных на донорной примеси кремния (отмечены стрелкой  $Si-X$  на

интенсивности такой примесной терагерцовой фотолюминесценции можно, например, за счет компенсации доноров акцепторами. Введение дополнительной компенсирующей примеси в квантовую яму, легированную мелкими донорами, приведет к тому, что донорные состояния, изначально занятые электронами при низких температурах, окажутся пустыми, поскольку электроны из донорных уровней перейдут на нижележащие состояния акцепторов. Кроме того, наличие компенсирующей акцепторной примеси приведет к возникновению дополнительного канала излучательной рекомбинации для электронов из основного донорного состояния за счет оптических переходов электронов из основного донорного состояния на состояния акцепторов.

Рассмотрим спектры терагерцовой фотолюминесценции двух наноструктур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs шириной 7.6 нм, легированными только донорной примесью и легированными донорной и акцепторной примесями одновременно, которые представлены на рисунках 7а и 7б, соответственно. Наблюдаемые в спектрах терагерцовой фотолюминесценции полосы излучения связаны с оптическими переходами носителей заряда в квантово-размерных слоях структуры ввиду того, что терагерцового излучения из полуизолирующей подложки GaAs, на которой были выращены данные структуры, не наблюдалось.

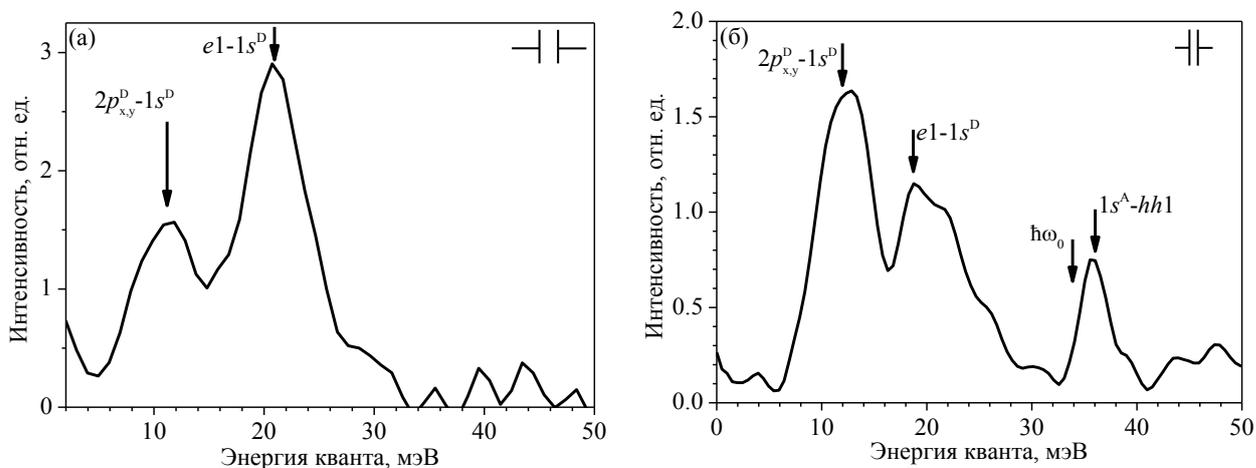


Рисунок 7. Спектральные зависимости интенсивности терагерцовой фотолюминесценции наноструктур с квантовыми ямами, легированными донорами (а) и донорами и акцепторами (б), измеренные при температуре  $T = 5$  К. Средняя мощность фотовозбуждения 5 мВт.

Для образца с квантовыми ямами, легированными только донорной примесью, наблюдаются две полосы излучения с максимумами интенсивности вблизи энергий кванта 10 и 20 мэВ (см. рисунок 7а). Расчетное значение энергии связи донорной примеси кремния, располагающейся в центре квантовой ямы GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, составляет величину около 14 мэВ [21]. Поэтому полоса терагерцовой люминесценции с максимумом интенсивности вблизи энергии кванта 20 мэВ связывается с оптическими переходами неравновесных электронов из первой электронной

подзоны  $e1$  в основное состояние донорной примеси  $1s$  в квантовой яме (эта полоса излучения отмечена стрелкой  $e1-1s^D$  на рисунке 7а). Смещение максимума полосы терагерцовой фотолюминесценции  $e1-1s^D$  в коротковолновую область от расчетного значения энергии связи донора в квантовой яме (см. рисунок 7а) является закономерным. Такой оптический переход электронов с волновым вектором  $k_{||} = 0$  является запрещенным для света, поляризованного в плоскости квантовых ям. Однако, этот запрет снимается для  $k_{||} \neq 0$ , что приводит к смещению максимума интенсивности спектра фотоионизации [22], а следовательно и фотодеионизации мелкого донора [15] от значения энергии связи донора в коротковолновую область.

Вторая полоса терагерцового излучения с максимумом интенсивности вблизи энергии кванта 10 мэВ, вероятно, связана с внутрицентровыми оптическими переходами неравновесных электронов между возбужденным  $2p_{x,y}$  и основным  $1s$  донорными состояниями в квантовых ямах. Эта полоса терагерцовой фотолюминесценции отмечена стрелкой  $2p_{x,y}^D-1s^D$  на рисунке 7а, а ее спектральное положение хорошо согласуется с расчетным значением энергии кванта для такого оптического перехода, которое составляет величину примерно 10 мэВ [21].

В спектре терагерцовой фотолюминесценции наноструктуры с квантовыми ямами, легированными как донорной, так и акцепторной примесью, представленном на рисунке 7б, наблюдаются три полосы терагерцового излучения. Полосы терагерцовой фотолюминесценции с максимумами интенсивности вблизи энергий кванта 10 и 20 мэВ также проявляются в спектрах терагерцовой фотолюминесценции наноструктуры с квантовыми ямами, легированными только донорной примесью, и связываются с оптическими переходами неравновесных электронов из возбужденного донорного состояния  $2p_{x,y}$  и первой электронной подзоны  $e1$  на основное донорное состояние  $1s$  в квантовых ямах, соответственно. Эти полосы терагерцового излучения отмечены на рисунке 7б стрелками  $2p_{x,y}^D-1s^D$  и  $e1-1s^D$ , соответственно. Третья полоса терагерцовой люминесценции вблизи энергии кванта 36 мэВ, которая не наблюдается для квантовых ям, легированных только донорной примесью (см. рисунки 7а и 7б), вероятно, вызвана оптическими переходами фотовозбужденных электронов между основным состоянием акцепторной примеси и первой подзоной тяжелых дырок  $hh1$  в квантовых ямах, поскольку расчетное значение энергии связи акцептора бериллия для квантовых ям шириной 7.6 нм составляет величину примерно 35 мэВ [23]. Эта полоса излучения отмечена стрелкой  $1s^A-hh1$  на рисунке 7б. Стоит отметить, что истинный вид данной полосы терагерцовой фотолюминесценции может отличаться от представленной в спектре на рисунке 7б ввиду того, что она может быть искажена решеточным поглощением. Энергия поперечного оптического фонона в GaAs, равная величине 33.9 мэВ [24], близка к значению расчетной энергии связи акцептора в квантовых ямах шириной 7.6 нм. Значение

энергии поперечного оптического фонона в GaAs отмечено стрелкой  $\hbar\omega_0$  на рисунке 7б.

Спектры ближней инфракрасной фотолюминесценции наноструктур с квантовыми ямами, легированными донорами, и с квантовыми ямами с компенсацией доноров акцепторами представлены на рисунке 8. В спектрах ближней инфракрасной люминесценции обеих наноструктур наблюдаются полосы излучения свободных тяжелых и легких экситонов (отмечены стрелками  $Xe1-hh1$  и  $Xe1-lh1$  на рисунке 8, соответственно), связанных на примеси экситонов (отмечена стрелкой BX на рисунке 8), а также полоса излучательной рекомбинации электронов и дырок через основное донорное состояние в квантовой яме (отмечена стрелкой  $1s^D-hh1$  на рисунке 8).

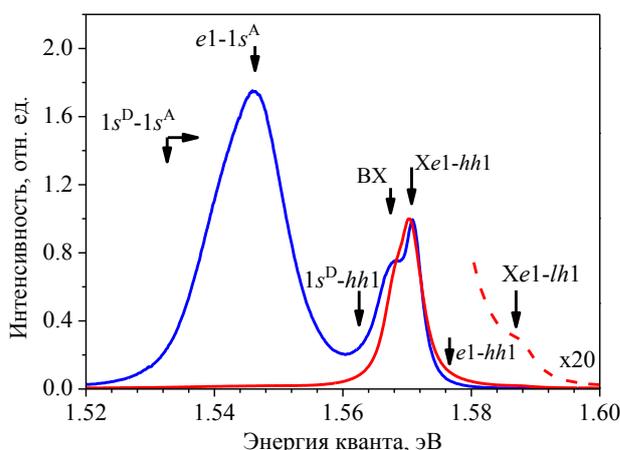


Рисунок 8. Спектры ближней инфракрасной фотолюминесценции наноструктур с квантовыми ямами, легированными донорами (красные кривые) и донорами и акцепторами (синяя кривая), нормированные на интенсивность пиков, связанных с рекомбинацией свободных экситонов. Температура  $T = 5$  К.

Для образца с компенсацией доноров акцепторами в квантовых ямах также наблюдается высокоинтенсивная полоса люминесценции в диапазоне энергий кванта 1.52-1.56 эВ, которая отсутствует для наноструктуры с квантовыми ямами, легированными только донорной примесью (см. рисунок 8). Из-за несимметричности и значительной ширины данной полосы фотолюминесценции ее природа может быть связана с несколькими оптическими переходами. Коротковолновая её часть, вероятно, вызвана излучательными переходами неравновесных электронов из

первой электронной подзоны на состояния акцепторной примеси бериллия в квантовых ямах (отмечена стрелкой  $e1-1s^A$  на рисунке 8), а длинноволновая часть данной полосы может быть связана с рекомбинацией носителей заряда между состояниями мелких доноров и акцепторов (отмечена стрелкой  $1s^D-1s^A$  на рисунке 8).

Для определения влияния компенсации доноров акцепторами на интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции в наноструктурах с квантовыми ямами были исследованы зависимости интегральной интенсивности терагерцовой фотолюминесценции от мощности фотовозбуждения. Для этого исследуемые образцы припаивались на медный держатель, закрепленный на холодном пальце криостата замкнутого цикла. Напротив образцов на том же держателе располагался фотоприемник Ge:Ga, на входе которого были установлены холодные фильтры из черного полиэтилена и компенсированного германия, предотвращающие попадание на фотоприемник рассеянного излучения

накачки. Фотоприемник Ge:Ga, используемый в эксперименте, чувствителен к терагерцовому излучению с энергиями кванта  $9 \div 32$  мэВ. Таким образом, в диапазон чувствительности Ge:Ga попадают полосы терагерцовой фотолюминесценции, связанные с переходами неравновесных электронов из первой электронной подзоны  $e1$  в основное состояние донорной примеси  $1s$ , а также внутрицентровые оптические переходы  $2p_{x,y}-1s$  (эти полосы излучения отмечены стрелками  $e1-1s^D$  и  $2p_{x,y}^D-1s^D$  на рисунках 7а и 7б, соответственно).

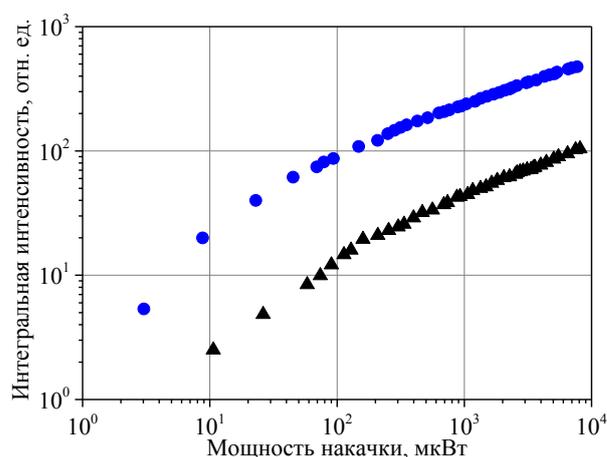


Рисунок 9. Зависимости интегральной интенсивности терагерцовой фотолюминесценции наноструктур с квантовыми ямами, легированными донорами (треугольники) и донорами и акцепторами (точки). Диаметр пятна засветки образца 1 мм.

Основное состояние донорной примеси  $1s$  в квантовых ямах, почти на порядок больше для наноструктуры с квантовыми ямами в которых доноры компенсированы акцепторами. Можно также заметить, что обе зависимости ведут себя практически одинаково с ростом мощности оптической накачки. При слабом уровне накачки эти зависимости близки к линейным, а при высоких - к корневым от мощности оптического возбуждения. Такое поведение интегральной интенсивности примесной терагерцовой люминесценции хорошо согласуется с результатами исследования примесной терагерцовой фотолюминесценции в объемных полупроводниках [16].

### 3. Влияние стимулированного излучения ближнего инфракрасного диапазона на интенсивность и спектры примесной терагерцовой фотолюминесценции в легированных квантовых ямах.

Увеличение интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции в легированных мелкими донорами квантовых ямах может быть получено и другим способом, отличным от компенсации доноров акцепторами в квантовых ямах. Опустошение основного донорного состояния, которое является конечным состоянием для терагерцовых

Зависимости интегральной интенсивности терагерцовой фотолюминесценции от мощности оптического возбуждения для наноструктур с квантовыми ямами, легированными донорами и донорами и акцепторами представлены на рисунке 9. Как видно из сравнения этих зависимостей, интегральная интенсивность терагерцовой фотолюминесценции, связанной с оптическими переходами неравновесных фотовозбужденных электронов из первой электронной подзоны  $e1$  и возбужденных донорных состояний  $2p_{x,y}$  в

переходов неравновесных фотовозбужденных электронов, протекает преимущественно за счет излучательной рекомбинации с дырками из первой дырочной подзоны квантовой ямы спонтанным образом. Если скорость опустошения основного донорного состояния в квантовых ямах будет увеличена, то это может привести к возрастанию интенсивности примесной терагерцовой люминесценции в квантовых ямах. В настоящей работе предложено увеличить скорость опустошения основного донорного состояния в квантовых ямах за счет реализации вынужденных оптических переходов носителей заряда между основным донорным состоянием  $1s$  и первой подзоной размерного квантования тяжелых дырок  $hh1$ . Подобный подход уже был использован ранее для увеличения интенсивности излучения среднего инфракрасного диапазона, связанного с внутризонными переходами электронов и дырок между уровнями в квантовых точках InGaAs/AlGaAs [25]. В работе [25] опустошение нижних состояний квантовых точек как раз осуществлялось благодаря межзонному вынужденному излучению.

Как уже было описано выше исследования влияния стимулированного излучения на спектры и интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции в квантовых ямах были выполнены на наноструктуре с 10 квантовыми ямами, заключенными в симметричный градиентный волновод для ближнего инфракрасного излучения. Для достижения лазерной генерации в ближнем инфракрасном диапазоне исследуемый образец был выполнен в форме высокодобротного четырехсклоного резонатора полного внутреннего отражения со сторонами примерно  $600 \times 600$  мкм<sup>2</sup>, поверхность которого полностью засвечивалась излучением лазера накачки. При этом эксперимент был построен таким образом, что излучение терагерцовой фотолюминесценции регистрировалось с поверхности образца, а спонтанное и стимулированное излучение ближнего инфракрасного диапазона с торца резонатора.

Спектральная зависимость интенсивности терагерцовой фотолюминесценции образца, измеренная при импульсной мощности оптического возбуждения примерно  $40$  Вт/см<sup>2</sup>, представлена на рисунке 10а. В спектре терагерцовой фотолюминесценции наблюдается одна полоса излучения с максимумом вблизи энергии кванта  $20$  мэВ. Отметим, что при таких же условиях терагерцовое излучение из полуизолирующей подложки GaAs не наблюдалось, поэтому обнаруженная полоса терагерцового излучения связывается с излучением из низкоразмерных слоев нашей наноструктуры.

В соответствии с расчетом энергетического спектра донорных состояний в квантовой яме [21], энергия связи донорной примеси для квантовой ямы шириной  $7.6$  нм составляет величину примерно  $14$  мэВ. Таким образом, обнаруженная полоса терагерцового излучения вблизи энергии кванта  $20$  мэВ связывается с оптическими переходами неравновесных электронов из первой электронной подзоны  $e1$  на основное состояние донорной примеси  $1s$  в квантовой яме. Этот переход отмечен стрелкой  $e1-1s$  на рисунке 10а.

Отметим, что полоса терагерцовой фотолюминесценции аналогичной природы наблюдалась в спектрах терагерцовой фотолюминесценции наноструктуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs такой же ширины, но без волновода для ближнего инфракрасного излучения (см. рисунок 7 и его обсуждение).

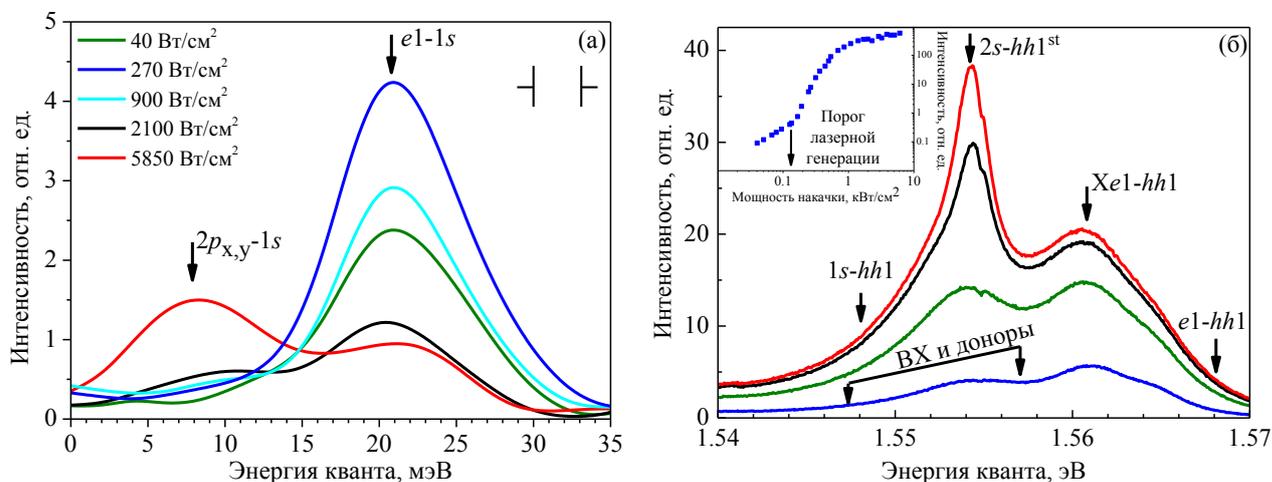


Рисунок 10. Спектральные зависимости интенсивности фотолюминесценции терагерцового (а) и ближнего инфракрасного (б) диапазонов лазерной наноструктуры с квантовыми ямами, измеренные при различных мощностях оптического возбуждения. Температура  $T = 5$  К. На рисунке (б): синяя кривая -  $40 \text{ Вт/см}^2$ , зеленая -  $94 \text{ Вт/см}^2$ , черная  $127 \text{ Вт/см}^2$ , красная -  $135 \text{ Вт/см}^2$ . На вставке к рисунку (б) показана зависимость интегральной интенсивности ближней инфракрасной фотолюминесценции от мощности оптической накачки.

Соответствующий спектр фотолюминесценции ближнего инфракрасного диапазона образца, измеренный при мощности фотовозбуждения  $40 \text{ Вт/см}^2$ , представлен на рисунке 10б. Расчетное значение энергии оптического межзонного перехода  $e1-hh1$  отмечено стрелкой  $e1-hh1$ . Пик излучения при данной энергии кванта не наблюдается ввиду экситонных эффектов. Энергия связи свободного экситона в квантовой яме шириной  $7.6 \text{ нм}$  составляет величину примерно  $9 \text{ мэВ}$  [17], поэтому пик излучения при энергии кванта примерно  $1.56 \text{ эВ}$  может быть связан с излучательной рекомбинацией свободных тяжелых экситонов (отмечен стрелкой  $Xe1-hh1$  на рисунке 10б), поскольку он отстоит по энергии на  $8 \text{ мэВ}$  от расчетного значения энергии для перехода  $e1-hh1$ .

Вторая полоса излучения с максимумом интенсивности при энергии кванта примерно  $1.555 \text{ эВ}$  (отмечена скобкой "ВХ и доноры" на рисунке 10б) значительно шире первой и может быть связана сразу с несколькими оптическими переходами. Коротковолновая часть данной полосы связывается с излучательной рекомбинацией экситонов, связанных на донорной примеси в квантовой яме. К примеру, теоретическое значение энергии связи экситона, связанного на нейтральном доноре, составляет величину примерно  $2 \text{ мэВ}$  [19] (отсчет ведется от энергии связи свободного экситона). Длинноволновая часть данной полосы связывается с

излучательной рекомбинацией электронов и тяжелых дырок через донорные состояния в квантовых ямах. Ожидаемое значение энергии кванта для перехода  $1s-hh1$  также отмечено стрелкой  $1s-hh1$  на рисунке 10б. Отметим, что именно на данных оптических переходах  $1s-hh1$  предложено организовать стимулированное излучение в квантовых ямах с целью увеличить интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции.

На вставке к рисунку 10б представлена зависимость интегральной интенсивности излучения ближнего инфракрасного диапазона от мощности оптического возбуждения. Данная зависимость имеет пороговый характер, что свидетельствует о возникновении в нашей наноструктуре лазерной генерации при мощности накачки около  $0.1 \text{ кВт/см}^2$ . Другим характерным признаком проявления вынужденных оптических переходов является возникновение узких линий излучения в спектрах люминесценции. Соответствующие спектры ближней инфракрасной фотолюминесценции, измеренные вблизи порога межзонной лазерной генерации, также представлены на рисунке 10б. В спектрах ближней инфракрасной фотолюминесценции наблюдается возникновение высокоинтенсивной узкой линии стимулированного излучения, которая, в соответствии с расчетом энергетического спектра доноров для квантовых ям шириной  $7.6 \text{ нм}$  [21], связывается с излучательной электрон-дырочной рекомбинацией между возбужденным донорным состоянием  $2s$  и первой дырочной подзоной  $hh1$  в квантовой яме. Данный переход отмечен стрелкой  $2s-hh1^{st}$  на рисунке 10б. Возникновение лазерной генерации в ближнем инфракрасном диапазоне не через основное, а через возбужденное донорное состояние может быть вызвано большим усилением на оптических переходах через возбужденное донорное состояние.

Зависимость интегральной интенсивности терагерцового излучения от мощности фотовозбуждения образца с легированными квантовыми ямами представлена на рисунке 11а. Из этой зависимости видно, что при относительно слабых уровнях возбуждения (до порога лазерной генерации в ближнем инфракрасном диапазоне) интегральная интенсивность терагерцовой фотолюминесценции пропорциональна корню из мощности оптической накачки (корневая зависимость интенсивности терагерцовой фотолюминесценции от мощности накачки отмечена пунктирной линией на рисунке 11а), что согласуется с теоретическими и экспериментальными результатами для примесного терагерцового излучения из объемных полупроводников [16].

Практически одновременно с возникновением лазерной генерации на оптических переходах  $2s-hh1$  скорость роста интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции с ростом мощности фотовозбуждения начинает спадать (порог лазерной генерации для оптических переходов  $2s-hh1$  отмечен стрелкой на рисунке 11а). Интенсивность терагерцовой фотолюминесценции, связанной с переходами  $e1-1s$  (см. рисунок 10а), зависит от концентрации электронов в подзоне  $e1$  и концентрации свободных

донорных состояний  $1s$ , которые могут принять на себя электрон. Вероятно, возникающая линия стимулированного излучения  $2s-hh1$  приводит к эффективному опустошению возбужденного донорного состояния  $2s$  в квантовой яме, что приводит к соответствующему эффективному захвату электронов из подзоны  $e1$  в состояние  $2s$ . Таким образом, с возникновением вынужденных переходов  $2s-hh1$  может происходить изменение скорости роста концентрации электронов в подзоне  $e1$  с ростом накачки, а также изменение концентрации свободных донорных состояний  $1s$ , способных захватить электрон.

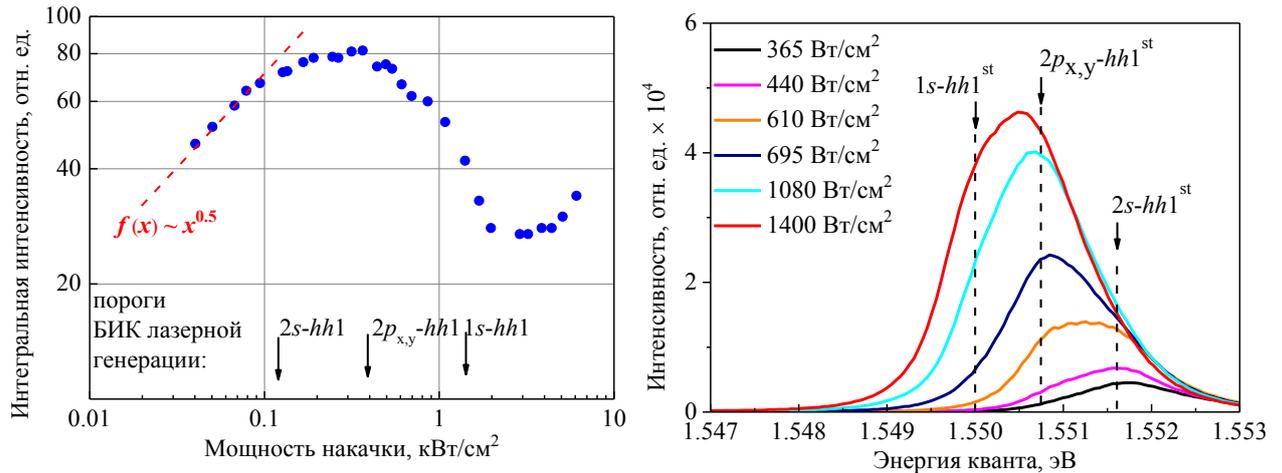


Рисунок 11. (а) - зависимость интегральной интенсивности терагерцовой фотолуминесценции от мощности оптического возбуждения лазерной наноструктуры с квантовыми ямами; (б) - Спектральные зависимости интенсивности ближней инфракрасной фотолуминесценции лазерной наноструктуры с квантовыми ямами, измеренные при различных мощностях оптического возбуждения. Температура  $T = 5$  К.

Увеличение мощности оптического возбуждения свыше  $300$  Вт/см<sup>2</sup> приводит к возникновению новой линии стимулированного ближнего инфракрасного излучения вблизи энергии кванта  $1.551$  эВ (см. рисунок 11б), которая связывается с излучательной электрон-дырочной рекомбинацией между возбужденным  $2p_{x,y}$  донорным состоянием и первой подзоной тяжелых дырок  $hh1$ . Спектральное положение данного пика отмечено стрелкой  $2p_{x,y}-hh1^{st}$  на рисунке 11б. Практически одновременно с возникновением лазерной генерации на переходах  $2p_{x,y}-hh1$  интенсивность примесной терагерцовой фотолуминесценции начинает спадать с ростом мощности накачки (см. рисунок 11а), что, вероятно, связано с ещё большим изменением в концентрации электронов в первой электронной подзоне  $e1$  и концентрации свободных основных донорных состояний  $1s$ , способных захватить электрон по аналогии с влиянием вынужденных переходов  $2s-hh1$  на интегральную интенсивность терагерцовой фотолуминесценции.

Спектры терагерцовой фотолуминесценции, измеренные при различных мощностях оптического возбуждения, также представлены на рисунке 10а. Видно, что при увеличении мощности накачки от  $0.3$  кВт/см<sup>2</sup> до

2 кВТ/см<sup>2</sup> происходит спад интенсивности полосы люминесценции, вызванной оптическими переходами неравновесных электронов  $e1-1s$ , что согласуется с описанным выше поведением зависимости интегральной интенсивности терагерцовой люминесценции от накачки в соответствующем диапазоне мощностей фотовозбуждения.

Увеличение мощности оптической накачки свыше 1 кВТ/см<sup>2</sup> приводит к возникновению третьей линии стимулированного ближнего инфракрасного излучения, связанной с оптическими переходами носителей заряда между основным донорным состоянием  $1s$  и первой подзоной тяжелых дырок  $hh1$  в квантовых ямах (см. рисунок 11б). Этот переход отмечен стрелкой  $1s-hh1^{st}$  на рисунке 11б. Возникновение вынужденных оптических переходов  $1s-hh1$  приводит к эффективному опустошению основного донорного состояния  $1s$ , которое является конечным для примесных терагерцовых переходов неравновесных электронов в квантовых ямах, что в свою очередь приводит к возрастанию интегральной интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции с ростом мощности накачки (см. рисунок 11а).

Примечательным является тот факт, что в спектрах терагерцовой фотолюминесценции начало лазерной генерации в ближнем инфракрасном диапазоне на переходах  $1s-hh1$  приводит к возникновению новой линии терагерцового излучения вблизи энергии кванта 9 мэВ (см. рисунок 10а). В соответствии с результатами расчета энергетического спектра донорных примесных состояний для квантовых ям шириной 7.6 нм [21] новая линия терагерцового излучения при энергии кванта 9 мэВ вызвана внутрицентровыми оптическими переходами неравновесных электронов между возбужденным  $2p_{x,y}$  и основным  $1s$  донорными состояниями в квантовых ямах.

### Заключение

В работе проведены исследования терагерцовой фотолюминесценции в наноструктурах с легированными мелкими донорными примесными центрами квантовыми ямами различной ширины в условиях межзонного оптического возбуждения неравновесных носителей заряда. Обнаружено терагерцовое излучение, связанное с оптическими переходами неравновесных электронов из первой электронной подзоны и возбужденных донорных состояний на основное состояние доноров в квантовых ямах. Показано, что изменение ширины легированных квантовых ям, приводит к смещению полосы примесной терагерцовой фотолюминесценции. Показано, что рост температуры кристаллической решетки наноструктуры с квантовыми ямами приводит к спаду интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции. Определен механизм примесной терагерцовой фотолюминесценции в легированных мелкими донорами квантовых ямах в условиях межзонного фотовозбуждения.

Предложены и исследованы механизмы увеличения интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции в наноструктурах с

легированными квантовыми ямами при межзонном фотовозбуждении за счет компенсации доноров акцепторами в квантовых ямах, а также за счет организации стимулированного излучения ближнего инфракрасного диапазона между основным донорным состоянием и первой дырочной подзоной.

### **Список работ, опубликованных по теме научно-квалификационной работы (диссертации)**

#### **Публикации в изданиях, рецензируемых ВАК**

[A1] Vorobjev, L.E. Near- and far-infrared emission from GaAs/AlGaAs quantum wells under interband optical excitation / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, R.M. Balagula, I.S. Makhov // Научно-технические ведомости Санкт-петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. - 2013. - Вып. 4(182), ч. 2. - С. 109-114.

[A2] Фирсов Д.А. Терагерцовое излучение, связанное с примесными переходами электронов в квантовых ямах при оптической и электрической накачке / Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Р.М. Балагула, И.С. Махов, Д.В. Козлов, А.П. Васильев // Физика и техника полупроводников. - 2015. - Т. 49, вып. 1. - С. 30-35.

[A3] Vinnichenko M.Ya. Terahertz radiation related to the electron relaxation after interband optical pumping in doped quantum wells / M.Ya. Vinnichenko, I.S. Makhov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, Yu.G. Sadofev, A.P. Vasiliev // International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. - 2016. - Vol. 2016. - num. 7758782.

[A4] Makhov I.S. The effect of stimulated interband emission on the impurity-assisted far-infrared photoluminescence in GaAs/AlGaAs quantum wells / I.S. Makhov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, M.Ya. Vinnichenko, A.P. Vasil'ev, N.A. Maleev // Superlattices and Microstructures. - 2017. - Vol. 112. - P. 79-85.

[A5] Makhov I.S. Terahertz photoluminescence of the donor doped GaAs/AlGaAs quantum wells controlled by the near-infrared stimulated emission / I.S. Makhov, V.Yu. Panevin, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, A.P. Vasil'ev, N.A. Maleev // Journal of Luminescence. - 2019. - Vol. 210. - P. 352-357.

#### **Список цитируемой литературы**

[1] Mittleman D.M. Perspective: Terahertz science and technology / D.M. Mittleman // Journal of applied physics. - 2017. - Vol. 122, iss. 23. - P. 230901.

[2] Yang X. Biomedical applications of terahertz spectroscopy and imaging / X. Yang, X. Zhao, K. Yang, Y. Liu, Y. Liu, W. Fu, Y. Luo // Trends in biotechnology. - 2016. - Vol.34, no.10. - P. 810-824.

[3] Karuliūnas M. Non-destructive inspection of food and technical oils by terahertz spectroscopy / M. Karuliūnas, K.E. Nasser, A. Urbanowicz, I. Kašalynas,

D. Bražinskienė, S. Asadauskas, G. Valušis // *Scientific reports*. - 2018. - Vol. 8, iss. 1. - P. 18025.

[4] Köhler R. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi // *Nature*. - 2002. - Vol. 417. - P. 156-159.

[5] Fatholouloumi S. Terahertz quantum cascade lasers operating up to ~ 200 K with optimized oscillator strength and improved injection tunneling / S. Fatholouloumi, E. Dupont, C.W.I. Chan, Z.R. Wasilewski, S.R. Laframboise, D. Ban, A. Mátyás, C. Jirauschek, Q. Hu, H.C. Liu // *Optics express*. - 2012. - Vol. 20, iss. 4. - P. 3866-3876.

[6] Wienold M. High-temperature, continuous-wave operation of quantum-cascade lasers with metal-metal waveguides and third-order distributed feedback / M. Wienold, B. Röben, L. Schrottke, R. Sharma, A. Tharaoui, K. Biermann, H.T. Grahn // *Optics express*. - 2014. - Vol. 22, iss. 3. - P. 3334-3348.

[7] Fujita K. Recent progress in terahertz difference-frequency quantum cascade laser sources / K. Fujita, S. Jung, Y. Jiang, J.H. Kim, A. Nakanishi, A. Ito, M. Hitaka, T. Edamura, M.A. Belkin // *Nanophotonics*. - 2018. - Vol. 7, iss. 11. - P. 1-23.

[8] Андрианов А.В. Терагерцовая электролюминесценция в условиях пробоя мелкого акцептора в германии / А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, И.Н. Яснеевич, Н.Н. Зиновьев // *Письма в ЖЭТФ*. - 2004. - Т. 79, вып. 8. - С. 448-451.

[9] Фирсов Д.А. Излучение и фотопроводимость в квантовых ямах GaAs/AlGaAs *n*-типа в терагерцовой области спектра: роль резонансных состояний / Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, Г.А. Мелентьев, А.Н. Софронов, Л.Е. Воробьев, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, В.С. Михрин, А.П. Васильев, А.Е. Жуков, Л.В. Гавриленко, В.И. Гавриленко, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин // *Физика и техника полупроводников*. - 2010. - Т. 44, вып. 11. - С. 1443-1446.

[10] Pavlov S.G. Far-infrared stimulated emission from optically excited bismuth donors in silicon / S.G. Pavlov, H.W. Hübers, M.H. Rummeli, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, H. Riemann // *Applied physics letters*. - Vol. 80, num. 25. - P. 4717-4719.

[11] Wakefield B. Characterization of semi-insulating liquid encapsulated Czochralski GaAs by cathodoluminescence / B. Wakefield, P.A. Leigh, M.H. Lyons, C.R. Elliot // *Applied physics letters*. - 1984. - Vol. 45, iss. 1. - P. 66-68.

[12] Dingle R. Characterization of high purity GaAs grown by molecular beam epitaxy / R. Dingle, C. Weisbuch, H.L. Störmer, H. Morkoc, A.Y. Cho // *Applied physics letters*. - 1982. - Vol. 40, iss. 6. - P. 507-510.

[13] Hunter A.T. Selective excitation luminescence in bulk-grown GaAs / A.T. Hunter, T.C. McGill // *Applied physics letters*. - Vol. 40, iss. 2. - P. 169-171.

[14] Melngailis I. Far-infrared recombination radiation from impact-ionized shallow donors in GaAs / I. Melngailis, G.E. Stillman, J.O. Dimmock, C.M. Wolfe // *Physical review letters*. - 1969. - Vol. 23, num. 19. - P. 1111-1114.

[15] Ridley, B.K. Quantum processes in semiconductors. 5th ed. - Oxford: University press, 2013. - 430 p.

[16] Андрианов А.В. Примесная терагерцовая люминесценция при межзонном фотовозбуждении полупроводников / А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, Ю.Л. Иванов, М.С. Кипа // Письма в ЖЭТФ. - 2010. - Т. 91, вып. 2 - С. 102-105.

[17] Khramtsov E.S. Radiative decay rate of excitons in square quantum wells: Microscopic modelling and experiment / E.S. Khramtsov, P.A. Belov, P.S. Grigoryev, I.V. Ignatiev, S.Yu. Verbin, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcus, V.V. Petrov, S.L. Yakovlev // Journal of applied physics. - 2016. - Vol. 119. - P. 184301.

[18] Nam S.B. Free-exciton energy spectrum in GaAs / S.B. Nam, D.C. Reynolds, C.W. Litton, R.J. Almassy, T.C. Collins, C.M. Wolfe // Physical Review B. - Vol. 13, num. 2. - P. 761-767.

[19] Reynolds D.C. Determination of the binding energy of excitons to neutral donors located at the center or edge of the well or at the center of the barrier in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  multiple-quantum-well structures / D.C. Reynolds, C.E. Leak, K.K. Bajaj, C.E. Stutz, R.L. Jones, K.R. Evans, P.W. Yu, W.M. Theis // Physical Review B. - 1989. - Vol. 40, num. 9. - p. 6210-6217.

[20] Helm M. Far-infrared spectroscopy of minibands and confined donors in  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  superlattices / M. Helm, F.M. Peeters, F. DeRosa, E. Colas, J.P. Harbison, L.T. Florez // Physical Review B. - 1991. - Vol. 43, num. 17. - P. 13983-13991.

[21] Chaudhuri C. Effect of nonparabolicity on the energy levels of hydrogenic donors in  $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  quantum-well structures / C. Chaudhuri, K.K. Bajaj // Physical Review B. - Vol. 29, num. 4. - P. 1803-1806.

[22] El-Said M. Photoionization of impurities in infinite-barrier quantum wells / M. El-Said, M. Tomak // Journal of physics and chemistry of solids. - 1991. - Vol. 52, iss. 4. -P. 603-606.

[23] Zheng W.M. Acceptor binding energy in  $\delta$ -doped  $\text{GaAs}/\text{AlAs}$  multiple-quantum wells / W.M. Zheng, M.P. Halsall, P. Harmer, P. Harrison, M.J Steer // Journal of applied physics. - 2002. - Vol. 92, num. 10. - P. 6039-6042.

[24] Hass M. Infrared lattice reflection spectra of III-V compound semiconductors / M. Hass, B.W. Henvis // Journal of physics and chemistry of solids. - 1962. - Vol. 23. - P. 1099-1104.

[25] Воробьев Л.Е. Перспективы создания источников излучения среднего ИК диапазона на основе внутризонных межуровневых переходов носителей заряда в инжекционных лазерных гетероструктурах с квантовыми точками и ямами / Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Н. Тулупенко, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков, Ж.И. Алферов // Успехи физических наук. - Т. 169, № 4. - С. 459-464.